

文章编号: 0253-2239(2007)01-0133-5

# 啁啾补偿的折返点匹配二倍频\*

韩 伟<sup>1</sup> 郑万国<sup>1,2</sup> 杨义胜<sup>1</sup> 曹丁象<sup>1</sup> 朱启华<sup>1</sup> 钱列加<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> 中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 绵阳 621900)  
(<sup>2</sup> 复旦大学光科学与工程系, 上海 200433)

**摘要:** 提出了一种啁啾补偿群速色散的倍频方法, 通过向入射基频光引入合适的初始啁啾, 让其与色散相互作用, 以实现基频光脉冲宽度的主动控制, 提高转换效率。研究表明, 这种方法能显著地提高倍频转换效率, 以氘含量 12.6% (摩尔百分比) 的 KD\*P 晶体对脉宽 30 fs, 中心波长为 1.053  $\mu\text{m}$  的宽带基频光的折返点匹配宽带二倍频过程为例, 当基频光转换极限位置处于晶体中心时, 能取得最佳的啁啾补偿效果, 转换效率可提高近 22%。进一步研究了转换效率和转换带宽与晶体长度的关系。

**关键词:** 非线性光学; 二次谐波转换; 群速色散; 啁啾; 脉冲展宽

中图分类号: TN248.1 文献标识码: A

## Second-Harmonic Generation at Retracing Point of Phase Matching with Pre-Chirp Compensation

Han Wei<sup>1</sup> Zheng Wanguo<sup>1,2</sup> Yang Yisheng<sup>1</sup> Cao Dingxiang<sup>1</sup> Zhu Qihua<sup>1</sup> Qian Liejia<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900)  
(<sup>2</sup> Department of Optical Science and Engineering, Fudan University, Shanghai 200433)

**Abstract:** A novel second-harmonic generation scheme is proposed to compensate group velocity dispersion effects. In the scheme, a proper pre-chirp is introduced to the fundamental harmonic pulse to interact with dispersion, actively control its pulse width and raise the conversion efficiency. The result shows that the method improves the conversion efficiency of high harmonic greatly. For KD\*P crystal with 12.6% deuterium, at the retracing point of phase matching, the conversion efficiency of the fundamental harmonic reaches the top at the crystal center, nearly 22%, and the optimal chirp compensation is obtained, for pulse width of 30 fs and central wavelength of 1053 nm. The relationship of conversion efficiency, conversion bandwidth and the crystal length is also studied.

**Key words:** nonlinear optics; second-harmonic conversion; group velocity dispersion; chirp; pulse broadening

### 1 引 言

无法同时实现基频光和倍频光的相位匹配和群速失配是超短脉冲谐波转换的最大难题。从 20 世纪 70 年代起, 多种解决方案被陆续提出, 如光谱角色散<sup>[1,2]</sup>、啁啾匹配<sup>[3~5]</sup>、晶体级联<sup>[6,7]</sup>、波长不敏感匹配<sup>[8~13]</sup>和准相位匹配方案<sup>[14,15]</sup>等, 其中, 波长不敏感匹配方案和准相位匹配方案能同时满足相位匹

配和群速匹配, 如准相位匹配方案中, 非线性晶体按群速匹配角切割, 而相位匹配则通过晶体的倒格矢来实现<sup>[15]</sup>, 这两种方法有望彻底解决超短脉冲谐波转换中的技术难题, 实现高效宽带的谐波转换。

当超短脉冲的谐波转换同时实现相位匹配和群速匹配后, 群速色散将成为谐波转换的主要影响因素, 群速色散会引起脉冲展宽和相位失配, 导致转换

\* 中国工程物理研究院科学技术基金面上资助(2051, 20050431)资助课题。

作者简介: 韩 伟(1982-), 男, 湖北孝感人, 硕士研究生, 主要从事非线性光学方面的研究。

E-mail: tonyhan2000@163.com

导师简介: 郑万国(1966-), 男, 湖北荆州人, 研究员, 硕士生导师, 主要从事高功率固体激光技术、非线性光学、光学材料的研究。E-mail: wgzhen\_caep@sina.com

收稿日期: 2006-01-10; 收到修改稿日期: 2006-04-28

效率降低,因此研究群速色散对倍频过程的影响及其抑制有着重要意义。群速色散对倍频过程的影响在一些文献<sup>[16~18]</sup>中也有研究,但是这些文章的结论是基于普通相位匹配状态,这种状态中存在着群速失配,群速色散只是倍频过程的一个次要因素。

本文在相位匹配和群速匹配的状态下,研究群速色散对二次谐波转换的影响,并提出了一种啁啾补偿色散的倍频方法,通过向入射基频光引入合适

的初始啁啾来补偿群速色散,达到提高转换效率的目的。理论计算表明通过选择最佳的初始啁啾量和选择合适的晶体长度,能显著提高倍频转换效率,改善倍频光光谱质量。

## 2 理论模型和研究对象

描述超短脉冲二倍频的耦合波方程为

$$\frac{\partial E_1(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_1} \frac{\partial E_1(z,t)}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 E_1(z,t)}{\partial t^2} = i\kappa E_2 E_1^* \exp(i\Delta kz), \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_2(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_2} \frac{\partial E_2(z,t)}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{22} \frac{\partial^2 E_2(z,t)}{\partial t^2} = i\kappa E_1^2 \exp(-i\Delta kz), \quad (2)$$

其中  $E_1(z,t)$ ,  $E_2(z,t)$  分别为基频光和倍频光的场振幅,  $n_i$ ,  $v_i$ ,  $\beta_{2i}$  ( $i = 1, 2$ ) 分别为基频光和倍频光的折射率, 群速度和群速色散,  $\frac{1}{\mu} = \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right)$  为群速失配量,  $\kappa = \frac{\omega_1 d_{\text{eff}}}{n_1 c}$ ,  $d_{\text{eff}}$  为有效非线性系数,  $\Delta k = 2k_1 - k_2$  为相位失配量。

假设入射基频光为高斯脉冲,  $E(0,t) = E_0 \exp(-t^2/t_0^2)$ , 脉冲宽度(FWHM)为  $t_p = \sqrt{2\ln 2} t_0$ , 则其光谱分布为  $E(0,\omega) = E_0 \exp(-\omega^2 t_0^2/4)$ 。

为了使研究问题更具普适性,对耦合波方程组进行归一化处理,得到

$$\frac{\partial A_1}{\partial l} + \text{sign}(\beta_{21}) i \frac{L_{\text{NL}}}{2L_{\text{D1}}} \frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau^2} = iA_2 A_1^* \exp(i\Delta k L_{\text{NL}} l), \quad (3)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial l} + \frac{L_{\text{NL}}}{L_w} \frac{\partial A_2}{\partial \tau} + \text{sign}(\beta_{22}) i \frac{L_{\text{NL}}}{2L_{\text{D2}}} \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} = iA_1^2 \exp(-i\Delta k L_{\text{NL}} l), \quad (4)$$

其中  $A_i = E_i/E_0$ ,  $l = z/L_{\text{NL}}$ ,  $\tau = t/t_0$ 。sign 表示取  $\beta_{2i}$  的符号,  $L_{\text{NL}} = 2n_1 c / [\omega \chi^{(2)} E_0]$  为非线性长度, 表征入射功率密度的强弱;  $L_w = t_0 / (1/v_2 - 1/v_1)$  为走离长度;  $L_{\text{Di}} = t_0^2 / |\beta_{2i}|$  色散长度。

波长不敏感匹配的二次谐波转换与普通相位匹配二倍频不同,波长不敏感匹配状态下群速失配量为零,倍频过程主要受限于群速色散,而普通相位匹配二倍频存在群速失配,群速色散只是倍频过程的一个次要因素。

波长不敏感匹配能同时实现相位匹配和群速匹配,也称之为折返点匹配。谐波转换中,晶体相位匹配角与波长的关系曲线称为折返曲线,曲线的极值点称为折返点,图 1 为 KDP 晶体 I 型二倍频折返曲线和群速度曲线。从图 1 中可以看出,在折返点  $\lambda = 1.034 \mu\text{m}$ ,  $\theta = 41^\circ$  处,不仅基频光和倍频光的相速度相等( $n_1 = n_2 = 1.4946$ ),两者的群速度也相等( $v_{g1} = v_{g2} = 1.966 \text{ m/s}$ ),说明在折返点波长处倍频过程同时实现了基频光和倍频光的相位匹配和群速匹配,进一步的实验<sup>[12,13]</sup>证实这种谐波转换方法能

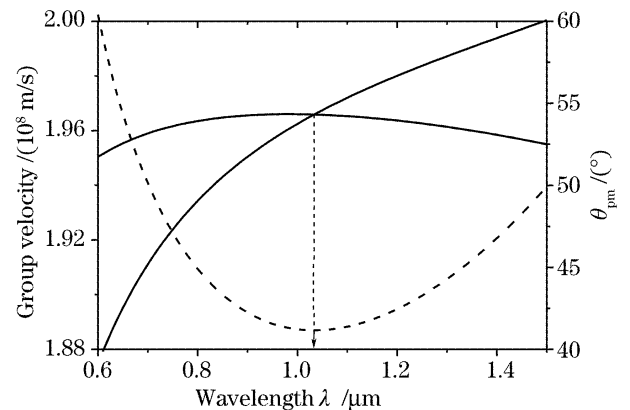


图 1 KDP 晶体 I 型二倍频下折返曲线及基频光和倍频光的群速度曲线

Fig.1 Phase matching angle and group velocities of fundamental wave and second-harmonic versus wavelength for type I frequency doubling in KDP

实现高效率的谐波转换。通过调整 KDP 晶体的氘含量可将折返点波长红移到  $1.053 \mu\text{m}$  [含氘量 12% (摩尔百分比) 的  $\text{KD}^*\text{P}$  晶体其折返点波长为  $1.053 \mu\text{m}$ ], 从而匹配钕玻璃激光器的输出波长<sup>[8,12,13]</sup>。

文中的计算均基于含氘量为 12% 的 KD\*P 晶体, 其基频光和倍频光的群速度相等(群速失配量为 0), 群速色散分别为  $\beta_{21} = -13 \text{ fs}^2/\text{mm}$ ,  $\beta_{22} = 70 \text{ fs}^2/\text{mm}$ 。需要说明的是, 文中的计算结果同样适用于所有同时满足相位匹配和群速匹配的谐波转换中, 如群速匹配的准相位匹配谐波转换。

### 3 计算结果及分析

当二次谐波转换同时实现了相位匹配和群速匹配后, 群速色散成为倍频过程的主要影响因素。一方面, 群速色散导致脉冲的载波频率随时间瞬时变化, 基频光和倍频光群速色散的不一致导致了两者瞬时频率的变化不同步, 从而引起高阶的相位失配会限制转换带宽, 降低转换效率。另一方面, 基频光

在非线性晶体中传输时受到色散的作用, 脉冲宽度将会逐渐展宽, 功率密度相应地逐渐降低, 由于转换效率正比于基频光功率密度 ( $\eta \propto I_{\text{FH}}$ ), 因此晶体中各点处的转换效率将逐渐下降, 最终, 总体转换效率将低于无色散时的转换效率。这种色散展宽效应限制了倍频的转换效率。

采用色散预补偿的技术来抑制色散展宽效应的影响, 可提高倍频转换效率, 如图 2(a) 所示, 通过向入射基频光引入合适的初始啁啾, 让其与色散相互作用, 实现对基频光脉冲宽度的主动控制, 优化基频光在晶体中的功率密度分布, 达到提高转换效率的目的。这有些类似于聚焦高斯光束的二次谐波转换, 如图 2(b) 所示, 通过聚焦来缩小高斯光束的光束面积, 提高功率密度, 达到增加转换效率的目的。

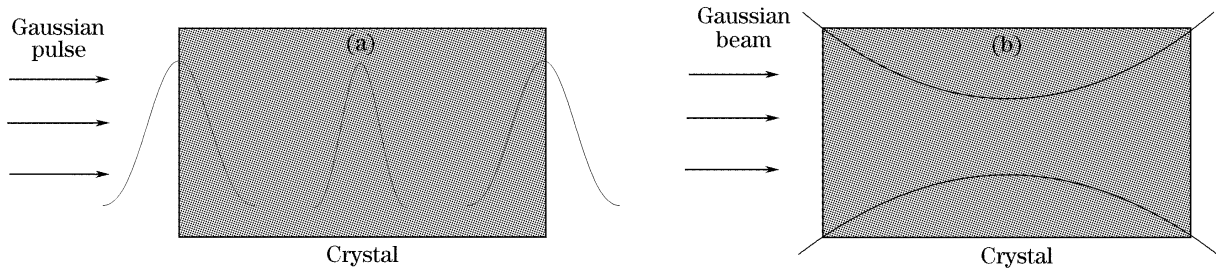


图 2 啁啾补偿二倍频(a)和空间聚焦二倍频示意图(b)

Fig. 2 Sketch map of second harmonic generation with pre-chirp compensation (a) and spatially focusing second harmonic generation (b)

高斯光束的空间聚焦是利用透镜来实现的, 而高斯脉冲的脉宽控制可以通过啁啾与色散相互作用的方法来实现。向入射基频光引入一线性啁啾, 光谱分布为

$$E(0, \omega) = \exp(-\omega^2 t_0^2/4) \exp(ip\omega^2),$$

其中  $p$  为初始线性啁啾。若初始啁啾  $p$  与基频光色散  $\beta_{21}$  满足  $\beta_{21} p < 0$ , 则基频光在晶体中传输时, 脉冲宽度会先逐渐变窄, 在  $z = -2p/\beta_2$  处, 脉冲宽度达到最窄, 成为转换极限脉冲, 之后, 脉冲又开始逐渐

变宽。这种由啁啾和色散导致的脉冲宽度变化类似于高斯光束的空间聚焦特性, 类似高斯光束的束腰位置, 定义高斯脉冲的转换极限位置  $z_R = -2p/\beta_2$ , 它表示啁啾脉冲宽度达到其转换极限(傅里叶转换极限)的位置, 在下文讨论中,  $z_R$  用来表征引入的初始啁啾量的大小。

基于分布傅里叶算法采用数值模拟的方法求解瞬态耦合波方程(3)、(4)式, 低功率密度下 ( $L_{\text{NL}} = 0.1L$ ), 转换效率与初始啁啾的关系曲线如图 3 所

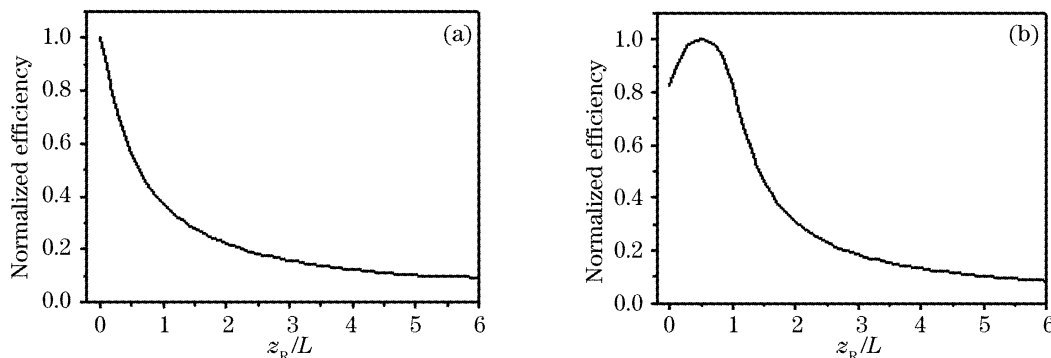


图 3 啁啾和群速色散分别满足  $\beta_{21} p > 0$  (a) 和  $\beta_{21} p < 0$  (b) 时转换效率与初始啁啾的关系

Fig. 3 Conversion efficiency as a function of pre-chirp (a)  $\beta_{21} p > 0$ , (b)  $\beta_{21} p < 0$

示,其中图 3(a)和图 3(b)分别表示初始啁啾与群速度色散分别满足  $\beta_{21} p > 0$  和  $\beta_{21} p < 0$  的情况。计算中,晶体长度  $L$  为 10 mm,基频光脉冲宽度为 30 fs,基频光和倍频光群速度相等,即  $L_{\text{gvm}} = \infty$ ,群速度色散分别为  $\beta_{21} = -13 \text{ fs}^2/\text{mm}$ ,  $\beta_{22} = 70 \text{ fs}^2/\text{mm}$ 。

在图 3(a)中,转换效率随初始啁啾量的增大而下降,有啁啾时的转换效率均小于无啁啾时转换效率( $z_{\text{R}}=0$  表示无初始啁啾)。这是因为:当  $\beta_{21} p > 0$  时初始啁啾和群速度色散均导致基频光脉冲展宽,基频光在晶体中传输时,由于脉冲不断展宽,其功率密度不断降低,晶体中各点处的转换效率也逐步下降,最终总体的转换效率低于无啁啾时的转换效率,并且啁啾越大,脉宽展宽越严重,转换效率也越低。这种情况下,初始啁啾在倍频过程起负作用。

当初始啁啾与晶体色散满足  $\beta_{21} p < 0$  时,随着初始啁啾的增大,转换效率先上升后下降,见图 3(b)。当啁啾较小时( $z_{\text{R}}/L \leq 1$ ),有啁啾时的转换效率大于无啁啾时的转换效率,说明初始啁啾起到了补偿的效果。此时啁啾和群速度色散相互作用,导致基频光脉冲在晶体中传输时先变窄,后变宽,功率密度相应也先增大,然后又逐渐减小,晶体中各点处的转换效率相应地先上升,后下降,最终总体的转换效率大于无啁啾时的转换效率,其具体过程如图 2(a)所示。当啁啾较大时( $z_{\text{R}}/L < 0$ ),转换效率随啁啾的增加而明显下降,并且有啁啾时的转换效率均小于无啁啾时的转换效率,这说明此时初始啁啾是一种过补偿的效果。

图 3 说明选择合适的初始啁啾(正负,大小)能提高倍频转换效率。从图 3(b)可看出,当初始啁啾量满足  $z_{\text{R}}/L = 0.5$ ,即基频光脉冲转换极限位置处于晶体中心时,能获得最高的转换效率,取得最佳的补偿效果,此时转换效率提高了近 20%。

图 4 是强抽运情况下( $L_{\text{NL}} = 2L$ ),转换效率随初始啁啾量的变化曲线,其余的计算参量同图 3。由图 4 可以看出,当  $z_{\text{R}}/L = 0.8$  时,取得最佳的补偿效果,转换效率超过 50%。图 3 与图 4 对比发现,在高功率密度下,最佳转换极限位置向晶体出射端移动,这是因为在高功率密度下,由于基频光能量耗损,其功率密度逐渐降低,将基频光转换极限位置向晶体出射端移动,通过缩短基频光的脉宽来提高功率密度,当两者达到最佳平衡时,基频光在晶体中的平均功率密度最大,倍频转换效率也最高。

针对钕玻璃飞秒锁模振荡器的输出激光,利用部分氘化的  $\text{KD}^* \text{P}$  晶体进行折返点匹配的二次谐波

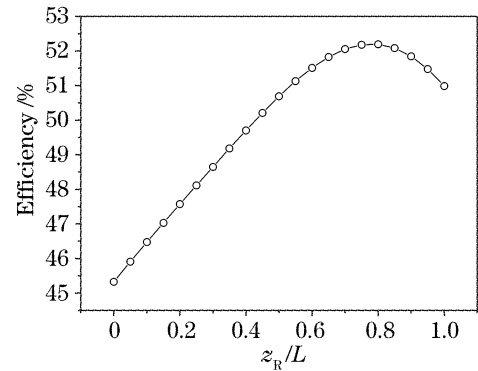


图 4 转换效率与初始啁啾的关系

Fig. 4 Conversion efficiency as a function of pre-chirp 转换,向入射基频光引入最佳的初始啁啾,由于振荡器输出的基频光功率密度较低,最佳初始啁啾应满足  $z_{\text{R}}/L = 0.5$ 。图 5 是分别在无啁啾补偿(虚线)和最佳啁啾补偿(实线)下,转换效率与晶体长度的关系曲线,计算中,非线性长度取为  $L_{\text{NL}} = 20 \text{ mm}$ ,基频光和倍频光保持群速匹配  $L_{\text{gvm}} = \infty$ ,基频光脉冲为 30 fs。

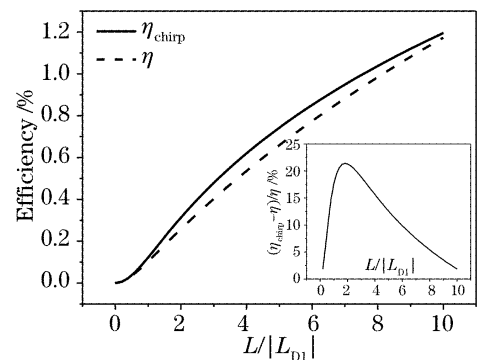


图 5 转换效率与晶体长度的关系,插图为相对啁啾补偿效果  $(\eta_{\text{chirp}} - \eta)/\eta$  与晶体长度的关系

Fig. 5 Conversion efficiency as a function of crystal length.

The insert indicates the relative chirp compensation effect  $(\eta_{\text{chirp}} - \eta)/\eta$  versus crystal length

从图 5 中可以看出,随着晶体长度的增加,转换效率逐渐上升,而且最佳啁啾补偿下的转换效率均大于无啁啾补偿时的转换效率。当晶体较短( $L/|L_{\text{D1}}| < 1$ )和晶体较长( $L/|L_{\text{D1}}| > 10$ )时,最佳啁啾补偿时的转换效率和无啁啾补偿时的转换效率几乎相同,这是因为:当晶体较短时,群速度色散的影响很弱,啁啾补偿的效果也很不明显;当晶体较长时,群速度色散引起的相位失配是影响转换效率的主要因素,它导致转换效率降低和输出光谱变窄,而脉冲宽度变化对转换效率的影响可以忽略,因此,啁啾补偿的效果也不明显。定义  $(\eta_{\text{chirp}} - \eta)/\eta$  为相对啁啾补偿效果,它与晶体长度的关系见图 5 中的插图。可以看出,当  $L/|L_{\text{D1}}| = 1.8$  时,相对啁啾补偿效果

最好,达到 22%。

虽然图 5 指出晶体长度越长,倍频转换效率越高,但是,晶体长度过长,群速色散会明显地导致光谱变窄,如图 6 所示。图 6 是晶体长度分别为  $L=1.8|L_{D1}|$  和  $L=10|L_{D1}|$  时的倍频光输出光谱,其中点线是无基频光色散和倍频光色散的理想情况下的输出光谱,其余计算参量同图 5。从图 6 中可以看出,当晶体长度  $L=1.8|L_{D1}|$  时,倍频光光谱(虚线)略小于理想情况下(无群速色散)的输出光谱,这是由于基频光和倍频光群速色散不一致所引起的相位失配导致的,此时群速色散对倍频输出光谱存在一定影响,但并不严重。当晶体长度  $L=10|L_{D1}|$  时,群速色散的影响变得很明显,它显著地减小倍频输出光谱(实线),同时在中心频率周围出现了振荡的结构。

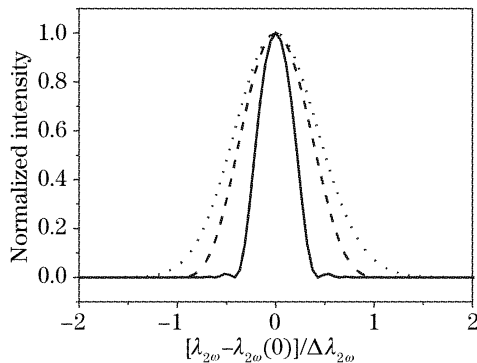


图 6 不同晶体长度下倍频光的光谱

Fig. 6 Second-harmonic spectra at different crystal length

综合图 5 和图 6 得出,在啁啾补偿的二次谐波转换中,相对啁啾补偿效果最大所对应的晶体长度为最佳选择,此时通过引入最佳的初始啁啾既能显著地提高倍频转换效率,又能兼顾转换带宽。

## 4 结 论

在折返点匹配的二倍频中,由于同时实现了相位匹配和群速匹配,群速色散成为了倍频过程的主要影响因素,群速色散导致脉冲展宽,转换效率下降。通过向基频光引入合适的初始啁啾能补偿群速色散的作用,达到提高转换效率的目的。理论计算表明,在弱抽运情况下,当初始啁啾与群速色散满足  $\beta_{21}p < 0$ , 并且基频光转换极限位置处于晶体中心时,能取得最佳的补偿效果。针对钽玻璃振荡器输出的小能量  $1.053 \mu\text{m}$  基频光,进一步计算了转换效率与晶体长度的关系,计算结果表明晶体越长,啁啾补偿的二倍频转换效率越高,但转换带宽也严重下降。因此,若同时兼顾转换效率和转换带宽,合理

的晶体长度范围为  $L=1.8|L_{D1}|$ 。

## 参 考 文 献

- G. Szabo, Z. Bor. Frequency conversion of ultrashort pulses[J]. *Appl. Phys. B*, 1994, **58**(3): 237~241
- G. Szabo, Z. Bor. Broadband frequency doubler for femtosecond pulses[J]. *Appl. Phys. B*, 1990, **50**(1): 51~54
- Karoly Osvay, Ian N. Ross. Efficient tunable bandwidth frequency mixing using chirped pulses[J]. *Opt. Comm.*, 1999, **166**(1~6): 113~119
- F. Raoult, A. C. L. Boscheron, D. Husson. Ultrashort intense ultraviolet pulse generation by efficient frequency tripling and adapted phase matching[J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(5): 354~356
- Qian Liejia. Chirp matched third harmonic conversion for broadband lasers[J]. *Acta Optica Sinica*, 1995, **15**(6): 662~664 (in Chinese)  
钱列加. 宽频带激光的啁啾匹配型三次谐波转换[J]. *光学学报*, 1995, **15**(6): 662~664
- William J. Alford, Arlee V. Smith. Frequency-doubling broadband light in multiple crystals[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2001, **18**(4): 515~523
- A. V. Smith, D. J. Armstrong, W. J. Alford. Increased acceptance bandwidths in optical frequency conversion by use of multiple walk-off-compensating nonlinear crystals[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1998, **15**(1): 122~141
- Mark S. Webb, David Eimerl, Stephan P. Velsko. Wavelength insensitive phase-matched second-harmonic generation in partially deuterated KDP[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1992, **9**(7): 1118~1127
- L. E. Nelson, S. B. Fleischer, G. Lenz *et al.*. Efficiency frequency doubling of a femtosecond fiber laser[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(21): 1759~1761
- Xiang Liu, Liejia Qian, Frank W. Wise. Efficient generation of 50-fs red pulses by frequency doubling in  $\text{LiB}_3\text{O}_5$  [J]. *Opt. Commun.*, 1997, **144**: 265~268
- Nan Ei Yu, Jung Hoon Ro, Myoungsik Cha *et al.*. Broadband quasi-phase-matched second-harmonic generation in MgO-doped periodically poled  $\text{LiNbO}_3$  at the communications band[J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(12): 1046~1048
- Heyuan Zhu, Tao Wang, Wanguo Zheng *et al.*. Efficiency second harmonic generation of femtosecond laser at  $1 \mu\text{m}$ [J]. *Opt. Exp.*, 2004, **12**(10): 2150~2155
- Han Wei, Zheng Wanguo, Zeng Xiaoming *et al.*. Experimental study of the broadband frequency doubling at the retracing point of phase-matching[J]. *Chin. J. Lasers*, 2006, **33**(1): 31~33 (in Chinese)  
韩 伟,郑万国,曾小明等. 折返点匹配的宽带二倍频实验研究[J]. *中国激光*, 2006, **33**(1): 31~33
- Xiaosheng Xiao, Changxi Yang, Shiming Gao *et al.*. Analysis of ultrashort-pulse second-harmonic generation in both phase- and group-velocity-matched structures [J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 2005, **419**(1): 85~93
- Satoshi Ashihara, Tsutomu Shirnura, Kazuo Kuroda *et al.*. Group-velocity-matched cascaded quadratic nonlinearities of femtosecond pulses in periodically poled  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ [J]. *Opt. Lett.*, 2003, **28**(16): 1442~1444
- N. C. Kothari, X. Carloti. Transient second-harmonic generation; influence of effective group-velocity dispersion[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1988, **5**(4): 756~764
- Yanjie Wang, R. Dragila. Efficient conversion of picosecond laser pulses into second-harmonic frequency using group-velocity dispersion[J]. *Phys. Rev. A*, 1990, **41**(10): 5645~5649
- Vitaly Krylov, Alexander Rebane, Alexander G. Kalintsev *et al.*. Second-harmonic generation of amplified femtosecond Ti:sapphire laser pulses[J]. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(2): 198~200